Two band 超電導体の臨界磁場

海老沢 丕道（東大理）

（1月22日受理）

§1. Introduction

最近 pure な Nb. V. の sample が用意できるようになって，その臨界磁場 H_{c2} の温度変化が多くはかられ[1).2).3)]，その結果，Abrikosov[4)]，Gorkov[5)] 以来 Eilenberger[6)] に至る計算との系統的なはずれが指摘された。normalize した値

$$h(T) = \frac{H_{c2}(T)}{-T_c \left.\dfrac{dH_{c2}(T)}{dT}\right|_{T_c}}$$

は実験値が計算値より大きい。例えば Nb で１２％ほど大きく[2)] V でもこの程度である。[3)] この説明として Ohtsuka ら[2)] は B C S の関係式の現象論的な修正をしているが，その origin が何かはまだはっきりしていない。

これらの金属においては電子のフェルミ面は複雑な形であることが予想され，実験も少ないがいくつか現れている。その複雑な形が自由電子として扱った計算からのはずれをひきおこすと考えるのは自然であろう。この立場から異方性を考慮した定性的な結果を Hohenberg ら[7)] が得ているが，しかし定量的に言い切れぬ不満がある。この他に，strong coupling の効果については negligible との結論が出ている。[8)] また計算の local approximation が悪いとも言われるが，その可能性はしばらくおいておくことにする。

一方，数年前 pure な Nb の電子比熱をはかった Shen ら[9)] の実験で二種類の energy gap の存在が指摘され，s 電子と d 電子の energy band が重なっていて重なりの中にフェルミ面がある場合に各 band に異なる gap があるとしてよく説明された。[10)]

ここに登場したのは Suhl ら[11)] が B C S model を単純に拡張したもので two band model と呼ばれている。この model を使って，転移温度での比熱のとびが小さいことが Soda and Wada[12)] によって説明されている。

このようにして比熱をうまく説明する two band model で H_{c2} の温度変化の問題を考え，9) でとっている parameter を使って半定量的な議論をすることがここでの目的である。今までに，この model をとって T_c 近くで H_{c2} を求め，Nb. V. T_c といった遷移金属の G L パラメタ κ が大きいことを説明，或いは single band と考えていた κ への修正を調べようと試みられている[13]が，実験との比較はおこなわれていない。

このmodelでは(12)の如く，B C S では例えば比熱のとびと T_c でのノーマル比熱の比のような，定数として求まった量を計算すると，物質によるちがいが gap の大きさを通じて入る。h (0) はこの好例である。結果には２つの Fermi velocity の比が parameter として残り，この値が２０程度に大きくなければ比熱の実験と consistent ではないことがわかった。同じ問題を最近 Wong and Sung[14] が解いて consistent との結論を出しているが，比較を§４でおこなう。

§ 2. model と gap 方程式

Suhl たち[11] のハミルトニアンは

$$H = \sum_{p.\sigma} \varepsilon_{p1} c^*_{p\sigma} c_{p\sigma} + \sum_{p.\sigma} \varepsilon_{p2} d^*_{p\sigma} d_{p\sigma}$$
$$+ \frac{1}{2} V \sum_{p.\sigma} c^*_{p\sigma} c^*_{-p-\sigma} c_{-p'-\sigma'} c_{p'\sigma'} + \frac{1}{2} U \sum_{p\sigma} d^*_{p\sigma} d^*_{-p-\sigma} d_{-p'-\sigma'} d_{p'\sigma'}$$
$$+ \frac{1}{2} J \sum (c^*_{p\sigma} c^*_{-p-\sigma} d_{-p'-\sigma'} d_{p'\sigma'} + h.c.) \quad \text{---------}(1)$$

である。ここで ε_{p1}, ε_{p2} は各 band の一電子 energy で p は momentum c_p d_p 等は電子の field operator，V，U，J が coupling constant である。いま V，U＜0 として各 band で pairing があると考える。最後の項は一方の band から他方へ pair がとびうつる process をひきおこす。また最後の三項の運動量に関する和はどの項も同じく $|\varepsilon_{pi} - \mu| < \omega$ に限る。このことは遷移金属では Coulomb 相互作用が大きく効くことを考えると悪い近似であろうが，今のところ不問にしておく。各 band を等方的としたが，two band の本質的な面だけを拾った近似である。

(1)から出発して，Gorkov の，温度 Green 関数を使う方法で gap 方程式が導かれる。[12)] suffix は band の種別として，Green 関数を

$$G_1(p,\tau) = -\langle T_\tau(c_p(\tau)\, c_p^*)\rangle,\quad F_1^+(p,\tau) = -\langle T_\tau(c_{-p\downarrow}^*(\tau)\; c_p^*)\rangle \qquad \text{------------------}(2)$$

但し

$$c_p(\tau) = e^{(H-\mu N)\tau}\, c_p\, e^{-(H-\mu N)\tau}$$

のように，またdから G_2, F_2^+ を定義する。各々 Fourier 成分をとり，

$$\Gamma_1 = -VT\Sigma_n\Sigma_p F_1(p,\omega_n) - JT\Sigma_n\Sigma_p F_2(p,\omega_n)$$

$$\Gamma_2 = -JT\Sigma_n\Sigma_p F_1(p,\omega_n) - UT\Sigma_n\Sigma_p F_2(p,\omega_n) \qquad \text{-----}(3)$$

で Γ_1, Γ_2 を定義すると，よく知られた形

$$G_1(p,\omega_n) = -\frac{i\omega_n+\xi_{p1}}{\omega_n^2+\xi_{p1}^2+\Gamma_1^2} \qquad F_1^+(p,\omega_n) = \frac{\Gamma_1}{\omega_n^2+\xi_{p1}^2+\Gamma_2^2} \quad \text{--}(4)$$

などを得る。ここで $\omega_n = (2n+1)\pi T$, $\xi_{pi} = \epsilon_{pi} - \mu$ である。また $K_B = 1$ $c = 1$ の単位をとる。(4)を再び(3)に代入すると gap 方程式になるが，今(3)を $T\Sigma_n\Sigma_p F_1(p,\omega_n)$ などについて解いた次の形が便利である。

$$\left(I(\Gamma_1,T) + \frac{1}{N_1(0)v}\right)\Gamma_1(T) - \frac{1}{N_1(0)j}\Gamma_2(T) = 0$$

$$\left(I(\Gamma_2,T) + \frac{1}{N_2(0)u}\right)\Gamma_2(T) - \frac{1}{N_2(0)j}\Gamma_1(T) = 0 \qquad \text{-------}(3')$$

但し

$$N_i(0)\,I(\Gamma_i,T) = T\Sigma_n\Sigma_p F_1(p,\omega_n) = N_i(0)\int_0^{\omega} \frac{d\xi}{\sqrt{\xi^2+\Gamma_i^2}} \tanh\frac{\sqrt{\xi^2+\Gamma_i^2}}{2T} \qquad \text{--------------------}(5)$$

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{v} & -\frac{1}{j} \\ -\frac{1}{j} & \frac{1}{u} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V & J \\ J & U \end{bmatrix}^{-1} ,$$

$N_i(0)$ はノーマルの時の状態密度である。(4)の形からわかるように，$\Sigma_p < c_{-p}^* c_p >$ などでなく，Γ_1，Γ_2 が各々の band にある電子の pairing energy る記述するものであって，excitation spectrum に関係するから，これを gap parameter と呼ぶことにする。

§3. $H_{c2}(T)$ の計算

一般の温度で磁場のためにノーマル状態へ転移するとき $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$ となる，第二種超電導体を考える。例によって gap parameter の最低次の Gorkov 方程式から出発する。

$$F_1(r, r'; \omega_n) = \int G_1^{(0)}(s, r'; \omega_n)\, G_1^{(0)}(s, r, \omega_n)\, \Gamma_1(s)\, d^3 s \quad \text{----} (6)$$

F_2 についても同じ。$G^{(0)}$ はノーマルの Green 関数の座標表示である。この右辺に G_1 G_2 の積があらわれないから問題は易しく，single band の Gorkov 以後のふつうのやり方を追うことができる。ここでは Maki and Tsuzuki[17] に従う計算をする。

$$\begin{aligned} & T \sum_n G_1^{(0)}(s, r; \omega_n)\, G_1^{(0)}(s, r; -\omega_n) \\ & = T \sum_n G_1^{(0)}(s-r; \omega_n)\, G_1^{(0)}(s-r; -\omega_n)\, e^{ieA(\frac{s+r}{2})\cdot(s-r)} \\ & \equiv N_1(0)\, K_1(r, s) \quad \text{------------------------} (7) \end{aligned}$$

として磁場を扱う。$G_1^{(0)}(s-r; \omega)$ は自由電子の Green 関数で mass を effective mass におきかえたものをとる。Γ は $F(r, r)$ と結びついて決まるもので，(7) を使って書くと，

$$-\frac{1}{N_1(0)v}\Gamma_1(r,T)-\frac{1}{N_1(0)j}\Gamma_2(r,T)=\int K_1(r,s)\Gamma_1(s,T)\,d^3s$$

$$-\frac{1}{N_2(0)u}\Gamma_2(r,T)-\frac{1}{N_2(0)j}\Gamma_1(r,T)=\int K_2(r,s)\Gamma_2(s,T)\,d^3s \cdots (8)$$

ここで gap 方程式（3′）を使って（8）から u，v，j，を消すことができる。それには（5）の $I(\Gamma, T)$ の $T=0$ と $T=T_c$ における形 $\log\frac{2\omega}{\Gamma(0)}$，$\log\frac{2\gamma\omega}{\pi T_c}$ を使う。但し $\log\gamma$ は Euler 定数で $\frac{\pi}{\gamma}=1.77$，また weak coupling を仮定した。（3）からそうして得られる二組の gap 方程式を逆に見て，u，v，j，を gap parameter であらわす。（Appendix I．）それを（8）に代入すると次の式が得られる。

$$\log\frac{2\gamma\omega}{\pi T_c}\Gamma_1(r,T)+a\left[\Gamma_1(r,T)-\frac{1}{x_c}\Gamma_2(r,T)\right]=\int K_1(r,s)\Gamma_1(s,T)\,d^3s$$

$$\log\frac{2\gamma\omega}{\pi T_c}\Gamma_2(r,T)+b\left[\Gamma_2(r,T)-x_c\Gamma_1(r,T)\right]=\int K_2(r,s)\Gamma_2(s,T)\,d^3s \qquad (9)$$

ただし

$$a\equiv\frac{x_c}{x_0-x_c}\log\frac{\gamma\Gamma_1(0)}{\pi T_c}=-\frac{1}{N_1(0)v}-\log\frac{2\gamma\omega}{\pi T_c}$$

$$b\equiv\frac{-x_0}{x_0-x_c}\log\frac{\gamma\Gamma_2(0)}{\pi T_c}=\frac{1}{N_2(0)u}+\log\frac{2\gamma\omega}{\pi T_c} \qquad (10)$$

$$x_c=\frac{\Gamma_2(0)}{\Gamma_1(0)},\qquad x_c=\left.\frac{\Gamma_2(T)}{\Gamma_1(T)}\right|_{T\to T_c} \qquad (11)$$

$$\frac{a}{b}=\frac{N_2(0)}{N_1(0)}x_c^2 \qquad (12)$$

single band は $J=0$，$N_2(0)=0$ にあたるから $v=V$，$\Gamma_2(T)=0$ 従って $x_c=0$，$a=0$ となり（9）は第一式のみで左辺第二項のない形，また（10）

は T_c をあらわす式となる。

z方向に磁場 H_o を考え，gauge を $A_z = H_o y$ のようにとると，積分核 K_i の固有関数は一般に Hermite 関数 $H_n(\sqrt{2eH_o}\,y)\ e^{-eH_o y^2}$ で表わされることが知られている。[18] 更に

$$\Gamma_2(y\cdot T) = x_1(T)\ \Gamma_1(y\cdot T) \qquad \text{------------------}(13)$$

とおいてよい。一般に(9)は固有関数の一次結合で解くと，定数係数の一次方程式になり det＝0の条件から H_o の series が求まるが意味のあるのは最大の H_o で，そのとき Γ_1 と Γ_2 は一次従属であるから。この事情は方程式を Γ の一次までで考えたことから来ており $\kappa_2(T)$ を考える際には言えない。

n＝0のとき maximum H_o になるから

$$\Gamma_1(y,T) = \Gamma\ e^{-eH_o y^2} \qquad \text{------------------}(14)$$

とおくと(10)は $x_1(T)$ と $H_o(T)$ との方程式になる。ω の処理と K_i の固有値は((17)に従って計算でき，方程式は次のようにまとまる。

$$\log\frac{T}{T_c} + a\left(1 - \frac{x_1(T)}{x_c}\right) + f_o(\rho_1) = 0$$

$$\log\frac{T}{T_c} + b\left(1 - \frac{T_c}{x_1(T)}\right) + f_o(\rho_2) = 0 \qquad \text{------------------}(15)$$

$$\rho_i = \left(\frac{v_i}{2\pi T}\right)^2 eH_o \qquad \text{------------------}(16)$$

ここで $f_o(\rho)$ は(17))で定義された関数で展開の第一項は

$$f_o(\rho) = \begin{cases} \dfrac{7}{6}\zeta(3)\ \rho & (T - T_c \ll T_c) \\ \log\dfrac{2\ 2(\gamma\rho)^{\frac{1}{2}}}{e^{*}} & (T \ll T_c) \end{cases} \qquad \text{------------------}(17)$$

である。また v_i は各 band の Fermi velocity で，

$$v_i = \frac{d\xi_{pi}}{d|p|} \qquad \text{(18)}$$

e^* は自然対数の底，e は電子の電荷である。

$f_0(\rho)$ の一般的な形と，適当にとった parameter で $H_{c2}(T)$ を求めることはさておいて，いまは結論を見易くするため，§1に書いた h(0) を求め，今までの single band の結果とのちがいを調べる。(15)，(16)，(17) より（Appendix Ⅱ）　$p = \dfrac{v_2}{v_1}$

$$H_{c2}(T) = \frac{(2\pi T_c)^2}{e}\frac{6}{7\zeta(3)}\frac{1}{v_1^{\,2}}\left(1 - \frac{a(p^2-1)}{ap^2+b}\right)\left(1-\frac{T}{T_c}\right), \quad T_c - T \ll T_c$$

$$H_{c2}(0) = \frac{1}{e}\frac{e^{*2}(\pi T_c)^2}{2\gamma}\frac{1}{v_1^{\,2}}\exp\left[-(a+b+\log p) + \sqrt{(a-b-\log p)^2+4ab}\,\right], \qquad \text{(19)}$$

よって，

$$h(0) = \frac{ap^2+b}{a+b}\exp\left[-(a+b+\log p)+\sqrt{(a-b-\log p)^2+4ab}\,\right]h_{BCS}(0) \qquad \text{(20)}$$

ただし

$$h_{BCS}(0) = \frac{7\zeta(3)}{6\gamma}\left(\frac{e^*}{2\sqrt{2}}\right)^2 = 0.724$$

注意： band suffix 1，2 のとりかえに対し，a と b，p と $\dfrac{1}{p}$ が入れかわるから，(19)，(20) は 1，2 について対称の形である。

さて (20) の結果から h(0) は p＝1 のとき $h_{BCS}(0)$ に一致し，一般に

$h(0) \geqq h_{BCS}(0)$ であることが簡単に示せる。(例えば $\log p$ で微分する。)
従って実験と定性的に一致している。定量的には Nb の比熱の実験による値[9] $N_2(0)/N_1(0) = 1/40$，$x_0 = 0.09$ を使い，$x_c < x_0$ (Appendix I) を考慮して，(12) より

$$\frac{a}{b} < 2\times 10^{-4} \quad , \quad \frac{h(0)}{h_{BCS}(0)} \cong \frac{ap^2+b}{a+b} \cong 1+\frac{b}{a}p^2$$

従って例えば10%の増となるためには，Fermi velocity の比が $p > 22$ を満たすことが必要である。これが何らかの方法で支持されれば H_{c2} の問題と比熱とは consistent であることになる。N(0) の比から mass の modify された自由電子の考えで $p = 3.5$ と評価できるから，この限りでは two band model は H_{c2} の問題を説明するのに不足との結論になる。

V に対しては x_0，N(0) の比が，ともに更に小さい値であるため事情はもっと悪いと思われる。

最後に $\kappa_1(1)$，$\kappa_1(0)$ の表式を求めておく。熱力学的臨界磁場 H_c は Soda and Wada[13] で計算された free energy より求めることができ，それと (19) とから次の結果を得る。

$$\kappa_1(1) = \frac{3T_c}{ev_1^2}\sqrt{\frac{2\pi}{7\zeta(3)}}\,\frac{1}{\sqrt{N_1(0)}}\,\frac{\sqrt{b(ax_c^2+b)}}{ap^2+b}$$

$$\frac{\kappa_1(0)}{\kappa_1(1)} = 1.25\times\frac{\pi T_c}{\gamma\Gamma_1(0)}\,\frac{x_c(ap^2+b)}{\sqrt{(ax_0^2+bx_c^2)(ax_c^2+b)}}$$

$$\times\exp\left[-(a+b+\log p)+\sqrt{(a-b-\log p)^2+4ab}\right]$$

§4. Discussion

Wong and Sung[14] の方法は今のものと本質的に同じだが，結果は実験に合うと言っている。最後の結論を下す際の詳しいことがわからないが，途中までのちがいは，Wong 達が比熱に fit する $N_1(0)V$，$N_2(0)U$，$N_2(0)/N_1(0)$，

J^2/UV を決め，それによって自由電子の定数を使った H_{c2} を求めて議論したのに対し，我々のものは比熱の曲線から直接読みとれる x_o と $N_2(0)/N_1(0)$ しか使っていないことと v_2/v_1 が unknown parameter として入っていることである。

彼らの parameter を使って gap 方程式を解くことは出来るが，$x_o = 0.60$, $x_c = 0.51$ のように第二の gap parameter も十分大きいという結果になる。これと $p = 3.5$ からは $h(0) = 1.1 \times h_{BCS}(0)$ が得られ，Nb の実験と consistent である。しかし比熱の実験では smaller gap は，larger の $1/10$ 以下であるのに $x_o = 0.60$ となることは納得しにくい点である。

(17) 式を見なおすと，今考えている Nb や V に対しては $v_1 < v_2$, $x_o < 1$, $x_c < 1$ であることから $H_{c2}(T)$ は coupling J のないときに larger gap がつぶれる臨界磁場よりつねに小さい。(但し T_c のちがいを無視) それは物理的には次のように理解される。もともと single band のときは $H_{c2} \propto 1/v^2$ が言えていた。それは mass の軽いほど，GL 方程式を見るとわかるように，order parameter の空間変化による energy が大きいからである。状態密度の大きい方を d，他を s と呼べば，d band だけであるときよりも s band へとぶ効果のある方が energy が高くなり，低い磁場でも超電導状態をこわすことになる。

その効果は $J = 0$ でも two gap である $T = 0$ でよりも，$J = 0$ であれば single gap (larger のみ) になる $T \simeq T_c$ での方が大きいと考えられるから，定性的に $h(0)$ の大きくなることが理解できそうである。

注意すべき事は，T_c が d pair と s pair の移りかわりにより増す効果があるから，H_{c2} の下がりのみで議論はできない事で，$h(T)$ の形にまとめて議論することによって意味のある結論が出せた。定量的には v_2/v_1 の値が理論の consistency を決めるから，その方面の実験が待たれる。

二つの band があるときに定性的に言われている，熱力学的性質には状態密度の大きい d band が，輸送係数には軽い s band が効くということの例になっていることが示されたが，この他，熱伝導率でも Fermi velocity のちがいが効いている[18] からその実験の検討もこれから望まれることである。

おわりに，いろいろ御指導いただいた和田靖先生と久保先生，討論して下さった久保

研究室の方々に感謝します。

Appendix I

(3′)と(8)の下に書いたことから

$$\ell og\frac{2\omega}{\Gamma_1(0)}+\frac{1}{N_1(0)v}=\frac{1}{N_1(0)j}x_o,\quad \ell og\frac{2\omega}{\Gamma_2(0)}+\frac{1}{N_2(0)v}=\frac{1}{N_2(0)j}\cdot\frac{1}{x_o}, \tag{I·1}$$

$$\ell og\frac{2\gamma\omega}{\pi T_c}+\frac{1}{N_1(0)v}=\frac{1}{N_1(0)j}x_c,\quad \ell og\frac{2\gamma\omega}{\pi T_c}+\frac{1}{N_2(0)u}=\frac{1}{N_2(0)j}\cdot\frac{1}{x_c} \tag{I·2}$$

この四式より $\frac{1}{N_1(0)v}$・$\frac{1}{N_2(0)u}$・$\frac{1}{N_1(0)j}$，$\frac{1}{N_2(0)j}$ を解くことができ，そのうち二つが(10)式である。(I・2)の二式を辺々割ると(10)を使って(12)が導かれる。

x_o と x_c の符号，大きさについて考える。band 1の方が強く超電導に寄与していると考えると $|x_o|<1$ である。次に $x_o x_c>0$ である。何故ならば $x_o x_c<0$ であるということは $T=0$ と $T\cong T_c$ の間で Γ_2/Γ_1 の符号が逆転することを意味し，そのとき一方のgapはつぶれることになるので物理的にこの場合をrejectできる。([12]の議論)。今まで Γ の符号のことを黙っていたが，ℓog の中に入る際は絶対値をとり，その他は符号を含めて考えることにしている。

また(12)より $a\cdot b>0.$ よって(10)と上の二つのことを使って

$$x_c\,\ell og\frac{\gamma\Gamma_1(0)}{\pi T_c}\Big/x_c\,\ell og\frac{\gamma\Gamma_2(0)}{\pi T_c}<0\quad\therefore\ 2\Gamma_1(0)>3.5\,T_c>2\Gamma_2(0) \tag{I·3}$$

が出る。(I・2)の二式より T_c を決める式を得る。

$$\ell og\frac{2\gamma\omega}{\pi T_c}=-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{N_1(0)v}+\frac{1}{N_2(0)u}\right)\pm\frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{1}{N_1(0)v}-\frac{1}{N_2(0)u}\right)^2+\frac{1}{N_1(0)N_2(0)j^2}} \tag{I·4}$$

T_c を高く与える − の符号の方に意味があり，＋は捨てる。すると（Ⅰ・2）から $j.x_c < 0$ が言える。故に $jx_o < 0$ も成立つ。（Ⅰ・1）と（Ⅰ・2）の各第一式を比較して（Ⅰ・3）を使えば $j(x_c - x_o) > 0$ となり，上のことから $|x_o| > |x_c|$ が導かれる。

Appendix Ⅱ

$H_{c2}(T)$ の T_c 近くでの値と $T = 0$ での値を求める。

$$h\cdot\left(1-\frac{T}{T_c}\right) = \frac{7\zeta(0)}{6}\,\frac{eH_{c2}(T)}{(2\pi T_c)^2} \qquad T_c - T \ll T_c \quad \text{---(Ⅱ・1)}$$

$$H = \left(\frac{2\sqrt{2}}{e^*}\;\frac{1}{2\pi T_c}\right)^2 \gamma\, e H_{c2}(0) \quad \text{------------(Ⅱ・2)}$$

$$x = \frac{x_1(0)}{x_c}, \quad y\left(1-\frac{T}{T_c}\right) = 1 - \frac{x_1(T)}{x_c} \quad \text{-------------(Ⅱ・3)}$$

とおけば（15）は（16），（17）を使って次のように書ける。

$$T_c - T \ll T_c \quad \begin{cases} ay + (v_1^2 h - 1) = 0 \\ -by + (v_2^2 h - 1) = 0 \end{cases} \quad \text{---------------(Ⅱ・4)}$$

$$T = 0 \quad \begin{cases} 2a(1-x) + \log v_1^2 H = 0 \\ 2b\left(1-\frac{1}{x}\right) + \log v_2^2 H = 0 \end{cases} \quad \text{------------(Ⅱ・5)}$$

（Ⅱ・4）から y を消去して（19）の第一式が出る。（Ⅱ・5）から H を消すと

$$a x^2 - (a - b - \log p)\,x - b = 0 \quad \text{----------------------(Ⅱ・6)}$$

App・Ⅰと同じ議論で $x > 0$ の解だけに意味がある。（$a\cdot b > 0$）。x について解き（Ⅱ・5）から（19）を得る。

文　献

1. T.McConville and B.Serin, Phys. Rev. 140 (1965) A1169
   D.K.Finnemore・T.F.Stromberg・and C.A.Swenson, Phys. Rev. 149 (1966) 231
2. T.Ohtsuka and N.Takano, to be published
3. R.Radeaangh and P.H.Keesom, Phys. Rev. 149 (1966) 217
4. A.A.Abrikosov・Sov. Phys-JETP 5 (1957) 1174
5. L.P.Gorkov, Sov. Phys-JETP 10 (1960) 593
6. G.Eilenberger, Phys. Rev. 153 (1967) 584
7. P.C.Hohenberg and N.R.Werthamer, Phys. Rev. 153 (1967) 493
8. N.R.Werthamer and W.L.McMillan, Phys. Rev. 158 ('67) 415
9. L.Y.L.Shen, N.M.Senozen, and N.E.Phillips, Phys. Rev. Letters 14 (1965) 1025
10. C.C.Sung and L.Y.L.Shen, Phys. Letters 19 (1965) 101
11. H.Suhl, B.T.Matthias, and L.R.Walker Phys. Rev. Letters 3 (1959) 552
12. T.Soda and Y.Wada, Progr, Theor. Phys. 36 (1966) 1111
13. D.R.Tilley, Proc, Phys. Soc. 84 (1964) 573
    I.Peshel・Solid State Commun. 4 (1966) 495
    V.A.Moskalenko・Sov. Phys-JETP 24 (1967) 780
14. V.K.Wong and C.C.Sung・Phys. Rev. Letters 19 (1967) 1236
15. L.P.Gorkov, Sov. Phys-JETP 9 (1959) 1364
16. K.Maki and T.Tsuzuki, Phys. Rev. 139 ('65) A868
17. E.Helfand and N.R.Werthamer, Phys. Rev. Letters 13 (1964) 686